

LP 43 Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques. Applications aux circuits magnétiques

Introduction: Certains corps solides possèdent la propriété de conserver une aimantation permanente en l'absence de champ magnétique, comme par exemples les aimants utilisés de manière quotidienne. Cette propriété est appelée le *ferromagnétisme*.

Ici nous n'allons nous intéresser qu'aux aspects macroscopiques du ferromagnétisme, même si nous ferons parfois référence à l'interprétation microscopique du phénomène que nous avons déjà étudié. Les matériaux ferromagnétiques, dont nous donnerons quelques exemples ont une importance considérable dans le domaine de l'électricité industrielle, notamment dans la réalisation de circuits magnétiques. C'est donc dans cette optique que nous étudierons les applications du ferromagnétisme.

A) Approche macroscopique du ferromagnétisme.

1) Approche expérimentale:

Si on introduit un morceau de fer ou d'acier *non aimanté*, appelé *noyau*, dans le champ magnétique d'un solénoïde, on constate les faits suivants:

- le champ magnétique au voisinage de l'ensemble est beaucoup plus intense qu'avant l'introduction du noyau
- si l'on coupe le courant, un champ magnétique subsiste: le noyau a été aimanté.

Le premier résultat ne diffère pas du comportement des matériaux paramagnétiques, sauf dans l'ordre de grandeur. Pour un matériau paramagnétique, l'augmentation relative ne dépasse pas 10^{-3} , alors qu'avec un noyau de fer elle peut atteindre 10^4 . Par contre, la seconde marque déjà la différence essentielle entre les deux phénomènes.

Le ferromagnétisme présente en plus d'autres propriétés:

- il n'existe que dans les corps à l'état condensé
- il disparaît au dessus d'une certaine température, caractéristique du matériau, appelée température de Curie, et lorsque leur température est bien supérieure à la température

de Curie, ils sont paramagnétiques et suivent une loi $\chi_m(T) = \frac{C}{T - T_p}$, avec $T_p \geq T_c$.

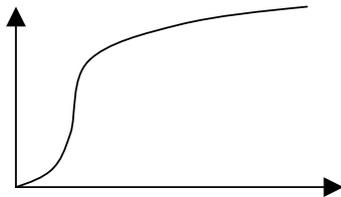
Parmi les corps simples, très peu sont ferromagnétiques. Citons par exemple le fer, le cobalt, le nickel et quelques composés de la famille des lanthanides. Par contre, il existe toute une série de corps composés ferromagnétiques, comme Fe_2O_3 ou CrO_2 . Enfin, on sait réaliser de nombreux alliages ferromagnétiques, qui font toujours l'objet de recherches pour améliorer leurs performances. Citons les alliages du type *alnico* (51,5% Fe, 13,5% Ni, 24% Co, 8% Al, 3% Cu) et les alliages du type ticonal qui contiennent en plus du titane.

2) Courbe de première aimantation:

Tout d'abord considérons un matériau ne présentant aucune aimantation, ou, ce qui est en général plus le cas, un matériau ayant été soigneusement désaimanté. Nous reviendrons plus tard sur la manière de faire.

En général, on utilise un échantillon de forme torique que l'on place dans un solénoïde de même forme, cette géométrie ayant l'avantage de confiner le champ magnétique à l'intérieur du tore.

A l'aide d'un fluxmètre ou d'un circuit intégrateur, on mesure le flux Φ du champ $\vec{B} = \vec{B}_a + \vec{B}_m$, somme du champ appliqué et du champ créé par la matière, à travers une section S quelconque du tore en fonction de l'intensité I du courant. On relève alors la courbe $\Phi(NI)$.



En fait on trace plus généralement la courbe qui en découle $\bar{B} = \frac{\Phi}{S} = \int_s \vec{B} \cdot d\vec{S}$ et $\bar{H} = \frac{NI}{2\pi R} = \frac{1}{2\pi R} \oint_c \vec{H} \cdot d\vec{r}$, ce qui permet d'obtenir une courbe qui ne dépend pas du dispositif utilisé, mais uniquement du matériau considéré. Il faut bien voir que les grandeurs considérées ne sont pas les normes des champ \vec{B} et \vec{H} , mais la valeur moyenne de leur composante orthoradiale. Ce sont ces grandeurs que nous allons considérer dans toutes la suite.

D'après les relations habituelles des milieux magnétiques, on définit l'aimantation moyenne par , et on peut définir une perméabilité relative $\mu_r = \frac{\bar{B}}{\mu_0 \bar{H}}$. Cependant ici, cette grandeur perd de son intérêt, la relation entre B et H n'étant pas linéaire. μ_r dépend donc fortement de H , et il faudra manipuler cette grandeur avec précaution. Cf Pérez p.484

Sur la courbe d'aimantation on distingue trois zones:

- pour des faibles valeurs de l'excitation, et donc de I , le flux, et donc B , croît linéairement avec le courant, comme pour les matériaux paramagnétiques. Cependant le rapport $\chi_m = \frac{\bar{M}}{\bar{H}}$ peut être très grand ($\sim 10^4$).
- Pour des valeurs un peu plus élevée, le flux croît beaucoup plus vite que le courant. Il n'y a plus proportionnalité.
- Dans la zone des fortes excitations, le flux augmente lentement, et l'étude du graphe $\bar{B} = f(\mu_0 \bar{H})$ montre que la pente de la courbe tend vers 1. L'aimantation tend donc vers une limite notée M_s , appelée *aimantation à saturation*.

L'étude des valeurs de cette aimantation à saturation permet d'élaborer une classification sommaire des matériaux ferromagnétiques: les matériaux présentant une aimantation à saturation inférieure à un tesla sont dits *ferromagnétique doux*, et les autres sont dits *ferromagnétiques durs*. **Tableau BFR p393 pour valeurs de l'aimantation à saturation et de la perméabilité.**

Cette étude est faite graphiquement à partir de la courbe $\bar{B} = f(\mu_0 \bar{H})$ et de la relation

3) Cycle d'hystérésis:

Lorsque l'on diminue le courant à partir de la saturation, on observe que l'aimantation ne parcourt pas la courbe de première aimantation. On remarque en particulier que pour une excitation nulle il subsiste une *aimantation rémanente* et qu'il faut une excitation négative pour annuler cette aimantation. Cette valeur de H est appelée *champ coercitif*. Enfin, pour une

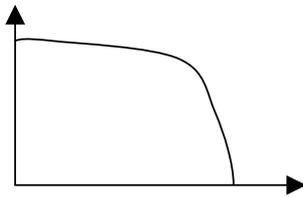
valeur du courant correspondant à $-I_{sat}$, on observe une saturation où l'aimantation est de sens opposé à l'aimantation à saturation initiale. Si on réaugmente le courant, on observe le même phénomène, mais on ne repasse jamais par l'origine, c'est-à-dire par la courbe de première aimantation : l'aimantation décrit donc un cycle, appelé *cycle d'hystérésis*.

Une manière d'observer simplement ce cycle est de soumettre le circuit précédent à un courant alternatif de forte amplitude, et de relier l'intégrateur à un oscilloscope. On obtient alors une courbe dont l'allure sera la même de $\bar{B} = f(\bar{H})$. Voir BFR p.396 éventuellement faire la manipulation. Mode opératoire Pérez p.487.

Ce cycle d'hystérésis est caractéristique d'un fonctionnement irréversible et s'explique grâce au modèle microscopique des domaines de Weiss. On peut alors dire qu'en reprenant la courbe de première aimantation que :

- le domaine 1 correspond à une rotation réversible des parois
- le domaine 2 à une rotation irréversible des parois
- le domaine 3 à une rotation réversible des dipôles, et l'aimantation à saturation correspond au cas où le champ magnétique est assez fort pour lutter contre l'agitation thermique qui a tendance à répartir de manière isotropique ces dipôles.

Il est alors compréhensible qu'il subsiste en champ nul une aimantation rémanente, puisque à champ nul les dipôles sont répartis aléatoirement par la température, mais dans les domaines de Weiss qui eux sont toujours orientés tels qu'ils l'ont été par l'excitation lors de l'aimantation.



On peut également ici faire un petit retour sur la température de Curie. En effet, on peut étudier la variation de l'aimantation rémanente d'un matériau en fonction de la température. On obtient la courbe suivante, qui démontre bien qu'au delà d'une certaine température, le matériau n'est plus ferromagnétique. BFR p. 390 pour graphique et valeurs.

4) Pertes par hystérésis:

Comme tout système dont le fonctionnement comprend un cycle par hystérésis, le système précédent dissipe de l'énergie par hystérésis.

Comme ici l'impédance d'entrée de l'intégrateur est très grande, on peut négliger la dissipation par effet Joule dans la bobine.

Appliquons alors la loi des mailles au circuit d'entrée. On a $u_1 = r_1 i_2 + N_1 \frac{d\Phi_1}{dt}$, et donc pendant dt $u_1 i_1 = r_1 i_1^2 dt + N_1 i_1 d\Phi_1$.

Or d'après le théorème d'Ampère à un contour de rayon R du tore, on a $N_1 i_1 = 2\pi R \bar{H}$ et, de plus, on a $d\Phi_1 = S d\bar{B}$. La puissance moyenne sur une période fournie par le générateur vaut alors:

$$\frac{1}{T} \int_0^T u_1 i_1 dt = \frac{r_1}{T} \int_0^T i_1^2 dt = \frac{2\pi RS}{T} \int_0^T \bar{H} d\bar{B}$$
 Le premier terme du membre consommation de l'égalité représente les pertes par effet Joule, et le second une perte dans le milieu magnétique, qui va valoir, comme l'intégrale représente l'aire du cycle d'hystérésis, $\langle P_H \rangle = \frac{2\pi RS}{T} A = \frac{V}{T} A$.

En général, ces pertes sont données par unité de masse du matériau, pour une fréquence

donnée. On voit alors bien que, comme pour tout phénomène irréversible, les pertes sont d'autant plus grande que la fréquence est élevée (transformation rapide).

B) Applications:

Les applications les plus courantes du ferromagnétisme sont très nombreuses, et les plus importantes ont à leur base la réalisation de *circuits magnétiques*, c'est-à-dire d'ensemble de matériaux principalement ferromagnétiques canalisant les lignes de champ magnétique.

Les trois réalisations principales sont les *transformateurs*, les *électroaimants* et les *aimants permanents*.

1) Etude sommaire du transformateur:

Un transformateur est constitué de deux enroulements couplés magnétiquement. On applique alors une tension alternative à un des enroulements, appelé alors *primaire*, et le flux magnétique traversant le second circuit, appelé *secondaire*, va créer un courant électrique dans ce circuit.

On va se placer dans le modèle du transformateur parfait, ce qui implique trois hypothèses:

- tout le flux magnétique est contenu dans le tore. Il n'y a alors pas de *fuites magnétiques*. On a alors les relations $\Phi_1 = \phi N_1$ et $\Phi_2 = \phi N_2$.

- On a les relations électriques suivantes: $v_1 = r_1 i_1 + n_1 \frac{d\phi}{dt}$, $v_2 = -r_2 i_2 - n_2 \frac{d\phi}{dt}$ (convention générateur). La seconde hypothèse consiste à considérer les pertes par effet Joule négligeable, c'est-à-dire que l'on aboutit à la loi des tensions $\frac{v_1}{v_2} = -\frac{n_1}{n_2}$. Cette

approximation, tout comme la première, n'est en général pas difficile à obtenir, en particulier dans le secondaire.

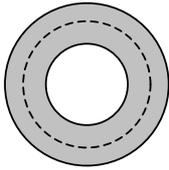
- Enfin appliquons le théorème d'Ampère à une ligne de champ. Il vient, en considérant toujours la valeur moyenne de $n_1 i_1 + n_2 i_2 = \overline{Hl}$. Pour que le transformateur fonctionne de manière satisfaisante, c'est-à-dire sans trop de pertes, il faut que $\overline{H} = \overline{B} / \mu$ reste faible et donc $\overline{B} = \mu_0 \overline{M}$ reste limité. Nous supposons donc que le matériau est de très haute perméabilité magnétique. Ceci entraîne que pour un flux et un champ donné, on doit avoir \overline{Hl} faible et donc la loi des courants $\frac{i_2}{i_1} = -\frac{n_1}{n_2}$.

Avec ces hypothèses, la puissance au primaire vaut $p_1 = u_1 i_1$, et la puissance au secondaire vaut $p_2 = u_2 v_2$. Le rapport de la puissance fournie sur la puissance reçue vaut donc 1, et c'est pour cela que le transformateur est qualifié de parfait. Dans un bilan plus détaillé, et en particulier lorsque la troisième hypothèse n'est pas vérifiée, ce qui constitue le phénomène prépondérant, il faut tenir compte de la dissipation par hystérésis du matériau.

Pour diminuer ces pertes, on utilise des alliages à faible pertes et donc ayant un cycle d'hystérésis très petit, par exemple du fer au silicium (30%). Par ailleurs, il y a une autre cause de pertes, qui sont les courants de Foucault, produits dans la masse du matériau ferromagnétique. On diminue les pertes en feuilletant le matériau.

Ici on voit que le matériau sert uniquement à canaliser les lignes de champ de manière à ce que le flux créé par le primaire se retrouve intégralement dans le secondaire.

2) Les électroaimants



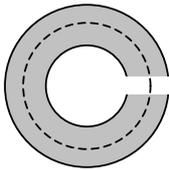
Considérons avant de passer aux électroaimants proprement dits un matériau magnétique doux ayant la forme d'un tore, de section uniforme S sur lequel sont régulièrement bobinées N spire parcourues par un courant I .

D'après le théorème d'Ampère, on a $NI = \bar{H}l$ d'où, comme μ est donné pour une valeur de H donnée, $I = \frac{l}{N} \frac{\bar{B}}{\mu}$. On en déduit alors le flux total à

travers le solénoïde ainsi constitué:

$$\Phi = NS\bar{B} = \frac{\mu_0\mu_r SN^2}{l} I = LI. \text{ On voit alors que l'une des utilisations intéressantes des}$$

matériaux ferromagnétiques et des circuits magnétiques est la création de bobines de forte inductance. En effet, on voit qu'à constitution géométrique identique (N, S, l), le seul facteur qui différencie les deux inductances est la perméabilité relative μ_r , caractéristique du matériau, et qui pour des matériaux ferromagnétiques est très élevée. Ainsi on peut obtenir des inductances importantes de l'ordre du Henry. Notons qu'il faut employer nécessairement des ferromagnétiques doux pour que le fonctionnement de la bobine ne soit pas perturbé par une aimantation rémanente ni des pertes par hystérésis trop grandes.



Les électroaimants sont constitués de manières identiques mais comportent un *entrefer*, c'est-à-dire une partie où le circuit magnétique n'est pas constitué d'un matériau magnétique, mais par de l'air. Cet entrefer est nécessaire puisqu'il constitue l'endroit où l'on va pouvoir avoir accès à la grandeur produite par l'électroaimant, à savoir un champ magnétique.

Appliquons alors le théorème d'Ampère à un contour circulaire.

$$\text{On a } \frac{\bar{B}_{\text{int}}}{\mu_0\mu_r}(l-e) + \frac{e}{\mu_0}\bar{B}_{\text{ext}} = NI, \text{ et par conservation du flux du champ}$$

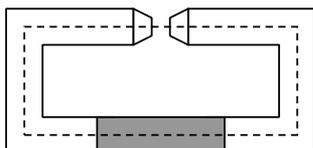
magnétique entre le milieu magnétique et l'entrefer, on a $\bar{B}_{\text{int}}S = \bar{B}_{\text{ext}}s$. On a alors, comme en

général S et s sont différentes $\bar{B}_{\text{ext}} = \frac{\mu_0 NI}{\frac{(l-e)s}{S\mu_r} + e}$. On constate alors les choses suivantes:

- plus la surface de l'entrefer est petite par rapport à la surface du circuit magnétique, et plus le champ est intense. Ceci explique l'utilisation de pièces tronconiques dans les électroaimants. Cependant, il ne faut pas les réduire trop sinon le champ magnétique va être localisé dans une toute petite zone
- de même il faut que e soit petit, car $1 - \frac{s}{S\mu_r} > 0$ pour avoir un champ magnétique

important sans atteindre des courants très important. L'entrefer perturbe donc de façon notable la valeur du champ magnétique, mais l'utilisation de l'électroaimant est impossible sans cela.

3) Les aimants permanents



Tout d'abord considérons un aimant permanent dans un circuit magnétique doux comportant un entrefer. La conservation du flux du champ magnétique impose, en notant s_e , s_d et s_m les

sections respectives de l'entrefer, du noyau doux et de l'aimant permanent, $\overline{B}_m s_m = \overline{B}_e s_e = \overline{B}_d s_d$.

Par ailleurs, le théorème d'Ampère donne:

$$l_m \overline{H}_m + l_d \overline{H}_d + e \overline{H}_e = 0, \text{ soit } \overline{H}_m = - \left(\frac{l_d s_e}{l_m \mu_{r,d} s_d} + \frac{e}{l_m} \right) \frac{\overline{B}_e}{\mu_0}.$$

En considérant que $s_e < s_d$ et

$$\mu_r \gg 1, \text{ on a la relation approchée } \boxed{\overline{H}_m = - \left(\frac{s_m e}{s_e l_m} \right) \frac{\overline{B}_m}{\mu_0}}.$$

Ainsi, dans l'aimant, le champ magnétique et le champ d'excitation ont des sens opposés. Dans le plan $(\overline{H}, \overline{B})$, cette droite est appelée *droite d'entrefer*. Son intersection avec le cycle d'hystérésis du matériau considéré donne le *point de fonctionnement de l'aimant*.

Si on fait le produit HM , on obtient:

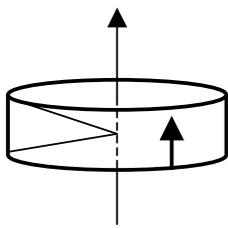
$$\overline{H}_m \overline{B}_m = -\mu_0 \left(\frac{s_e l_m}{s_m e} \right) \overline{H}_m^2 = -\mu_0 \left(\frac{s_e l_m}{s_m e} \right) \frac{\overline{B}_e^2}{\mu_0^2} \left(\frac{e}{l_m} \right)^2 = -\frac{\overline{B}_e^2}{\mu_0} \frac{V_e}{V_m}.$$

On constate qu'il faut se placer au point de fonctionnement où ce produit est maximal, puisqu'alors on a un champ dans l'entrefer maximal et un volume de l'aimant minimal. On comprend alors l'utilisation de matériaux ferromagnétiques durs, c'est-à-dire à cycle d'hystérésis "carré".

En outre, on s'arrange pour que le champ rémanent et le champ d'excitation coercitif ne soient pas trop faibles, afin qu'une perturbation magnétique extérieure ne déplace pas de façon significative le point de fonctionnement.

On peut alors remarquer que les caractéristiques géométriques et magnétiques de la partie en fer doux n'interviennent ni dans le choix du point de fonctionnement, ni dans la géométrie du circuit qui en découle. Encore une fois, cette partie ne sert qu'à canaliser les lignes de champ. La seule chose que l'on doit imposer est qu'il possède une perméabilité magnétique très grande.

Nous pouvons terminer avec les aimants permanents plats, qui sont une application quotidienne du ferromagnétisme. On considère une pièce de matériau ferromagnétique,



comme par exemple l'alnico, ayant son aimantation de saturation. Remplaçons, pour faire le calcul, l'aimantation moyenne par le courant surfacique équivalent $j_s = \overline{M}$. On se retrouve alors dans le cas d'un champ produit en son axe par une bobine parcourue par un courant I , vérifiant $nI = j_s$. Le champ magnétique en un point de son axe vaut alors

$$\overline{B} = \frac{\mu_0 \overline{M}}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1).$$

En particulier à sa surface, $\alpha_2 = \pi/2$ et

$$\cos \alpha_1 = -\frac{l}{\sqrt{l^2 + r^2}}.$$

Donc avec $\overline{M} = 10^6 \text{ A/m}$, $\mu_0 \overline{M} = 1,26 \text{ T}$, $R = 5 \text{ mm}$, $l = 3 \text{ mm}$, on a

$$\overline{B} = 0,7 \text{ T}$$